1988 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 30, в. 7
1988 SOLID STATE PHYSICS Vol. 30, № 7

УДК 537.311.322

О РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ УМЕРЕННО НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ МЯГКИХ АТОМНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ

М. И. Клингер

Получены и кратко обсуждены соотношения, описывающие акустические и диэлектрические (или ИК) потери при умеренно низких температурах $T \approx 10 \div 10^2$ К и частотах $\omega \leqslant 10^{12}$/с в неметаллических стеклах. Характер поведения этих потерь, определяемых релаксационными процессами в мягких атомных конфигурациях, оказывается связанным со специфическим видом распредеделения параметров таких конфигураций.

1. В настоящем сообщении рассматривается актуальная проблема низкотемпературной физики стекол, касающаяся поведения коэффициентов $\alpha(\omega, T)$ акустических и диэлектрических потерь в неметаллических стеклах в зависимости от частоты ω волны и температуры T, в широкой области ω ($10^3/\text{с} \leqslant \omega \leqslant 10^{12}/\text{с}$) и для умеренно низких T ($T_l \leqslant T \leqslant T_u$) при $T_l \approx 10$ К и $T_u = 10^2$ К ($< \hbar\omega_D$). Для ряда стекол (SiO_2, PMMA, $LiCl \cdot 7H_2O$ и др.) при $\omega \leqslant 10^9 \div 10^{10}$/с в этой области температур обнаружено, что с ростом T $\alpha(\omega, T)$ имеет сначала плато, продолжающее плато для более низких $T < T_l$, а затем заметный (отчасти напоминающий активационный) рост и максимум при $T = T_m$, $T_l < T_m \leqslant T_u$ [1-3]. При этом $\alpha \sim \omega^s$ и в основном $s \simeq 1$, хотя на высокотемпературном хвосте максимума скорее $s \simeq 2$. Подобные черты поведения наблюдены также для характеристики $\beta(\omega, T) \equiv \sigma(\omega, T)\, \omega^2/T$ нейтронного (или ИК) рассеяния с сечением $\sigma(\omega, T)$ в некоторых стеклах (SiO_2 и др.) в той же области ω и T ($\gg \hbar\omega$) [4]. Однако в других стеклах (As_2S_3 и др.) плато для $\alpha(\omega, T)$ продолжается по крайней мере во всей области $T_l \leqslant T \leqslant T_u$ (или при $T > T_l$ имеет спад с ростом T), но по-прежнему $\alpha \sim \omega^s$ при $s \simeq 1$.

Такое поведение $\alpha(\omega, T)$ при $T_l \leqslant T \leqslant T_u$ предполагалось [5] обусловленным надбарьерной релаксацией в атомных двухъямных потенциалах (АДП) в туннельной модели [1]. Для его интерпретации постулировалась плотность распределения высоты V межъямного барьера, определяющей время релаксации $\tau = \tau_{0a} \exp(V/T)$, различного вида

$$P(V) \sim V^n \exp(-V/V_0), \qquad V_0 = \text{const}$$

при $n=0$ [6], $n=1$ [7] или $n=3$ [7] или Гауссова $P(V)$ во всей области изменения V ($\leqslant V_{\max}$) [7] или в части этой области [8]. При этом основной вклад в $\alpha(\omega, T)$ вносят значения V, пропорциональные T и слабо зависящие от ω (см. [1], а также ниже), и $\alpha(\omega, T) \sim \omega T^n \exp(-T/T_0)$, где T_0 слабо зависит от ω.

Такое поведение, как представляется, нелегко согласовать (при подборе параметров n, V_0 и т. п.) с экспериментальным прежде всего с заметным ростом α с ростом T (между плато и максимумом). Поэтому возникает вопрос об адэкватном виде $P(V)$, определяющем поведение $\alpha(\omega, T)$.

Помимо этого, возникают и другие вопросы, Так, неясно, почему надбарьерная релаксация должна преобладать уже при $T \gtrsim 10$ K, коль скоро в туннельной модели [5] частота внутриямных колебаний в АДП $\omega_0 \sim \omega_D$ ($\hbar\omega_D \gg 10$ K) и характерный масштаб V велик ($\gg \hbar\omega_D$).

2. Ответы на эти вопросы могут быть получены в модели «мягких атомных конфигураций» и теории соответствующих низкоэнергетических возбуждений [9, 10], частным случаем которой можно полагать туннельную модель [5]. Об этом идет речь в настоящем сообщении, в котором (в развитие результатов туннельной модели [1, 2], $T \ll T_l \approx 10$ K [9, 10]) считаем, что поглощение (рассеяние) при $T_l \lesssim T \lesssim T_u$ и $\omega \ll 10^{12}$/с (см. ниже) определяется релаксационными (нерезонансными) процессами

$$\alpha(\omega, T) \simeq \alpha^{(\mathrm{rel})}(\omega, T) \backsim \frac{\omega}{T} f(\omega, T), \qquad \sigma(\omega, T) \simeq \sigma^{(\mathrm{rel})}(\omega, T) \backsim \frac{f(\omega, T)}{\omega}, \tag{1}$$

$$f(\omega, T) = \sum_{j=1,2} f_j(\omega, T)\, f_j(\omega, T) = \int_0^\infty\!\!\int \frac{d\mathcal{E}\, d\tau\, \tilde{P}_j(\mathcal{E}, \tau)}{\mathrm{ch}^2(\mathcal{E}/2T)} \frac{\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}. \tag{2}$$

Здесь $\tilde{P}_j(\mathcal{E}, \tau)$ — плотность распределения энергии $\mathcal{E}$ и времен релаксации τ для низкоэнергетических возбуждений: туннельных состояний (ТС) в «мягких» АДП ($\mathcal{E}=\mathcal{E}_1$, $j=1$) и мягких ангармонических колебательных возбуждений ($j=2$) при $\mathcal{E}_2 \approx w \approx 10 \div 30$ K $\gg \mathcal{E}_1$ [9, 10]. Соотношения (1) и (2) при известных $\tilde{P}_j(\mathcal{E}, \tau)$ способны дать единое описание таких релаксационных процессов при всех $T \lesssim T_u$ ($\approx 10^2$ K) и $\omega \ll w/\hbar \approx$ $\approx 10^{12}$/с.

В туннельной модели при $T < T_l$ (≈ 10 K) $\tilde{P}_1(\mathcal{E}, \tau)$ определяется плотностью распределения $P(\Delta, \lambda)$ параметров асимметрии Δ и мощности барьера λ в АдП, которая полагается равномерной. В модели мягких конфигураций $P(\Delta, \lambda)$ отклоняется от равномерной по λ, спадая как при достаточно больших λ (по закону $\lambda^{-\beta}$, $\beta \sim 1$), так и достаточно малых λ [9, 10]. Интерполяционное соотношение, аппроксимирующее $P(\Delta, \lambda)$ с учетом «плато» по λ также, здесь представлено в виде [1]

$$P(\Delta, \lambda) \approx P_0 \exp\left[-\frac{\lambda_1^2}{\lambda^2+\lambda_0^2}\right](\lambda+\lambda_2)^{-\beta}, \qquad P_0 = \mathrm{const}, \tag{3}$$

$$0 \leqslant \lambda_0 < \lambda_2, \quad \lambda_1 < \lambda_2, \quad \lambda_{\min} \leqslant \lambda \leqslant \lambda_{\max}, \quad \lambda_{\min} \approx 3, \quad \lambda_{\max} \approx 10 \div 30$$

(и скорее $\lambda_0 < \lambda_1$). Эта функция, равномерная по Δ, имеет по λ не только почти плато при $\bar{\lambda} \equiv \max\{\lambda_0, \lambda_1\} \lesssim \lambda \lesssim \lambda_2$, но и слабый максимум в области «плато» при $\lambda=\lambda_m$, $\bar{\lambda} < \lambda_m < \lambda_2$, и участки возможного некоторого роста при $\lambda < \bar{\lambda}$ ($\simeq \lambda_1$ скорее) и слабого спада при $\lambda > \lambda_2$. Вообще говоря, можно различать два типа стекол, отвечающие двум типам распределения параметров мягких конфигураций (см. [9, 10] и ссылки в них): при $\beta \equiv \beta_{\mathrm{I}} =$ $=4/3$ ($\beta > 1$) и $\beta \equiv \beta_{\mathrm{II}} = 2/3$. Функция $\tilde{P}_1(\mathcal{E}, \tau)$, определяемая $P(\Delta, \lambda)$ из (3), в основном приводит в (1) и (2) к результатам туннельной модели для $\alpha_1(\omega, T)$ [1, 2]

$$\alpha_1(\omega, T) \backsim \omega^0 T^3 \quad \text{при} \quad T < T_L(\omega) \approx 10^{-2} (\omega \cdot \mathrm{c})^{1/3}\ \mathrm{K}\ (\lesssim 1\ \mathrm{K})$$

или

$$\omega > \omega_L(T) \approx (10^6 - 10^7)\ \mathrm{c}^{-1}\ (T/1\ \mathrm{K})^3\ (T \lesssim 1\ \mathrm{K}),$$

но $\alpha_1(\omega, T) \backsim \omega T^0$ при $T_L(\omega) \lesssim T < T_l$ (или $\omega < \omega_L(T) \lesssim \omega^* \approx \omega_L(T_l)$). Отклонение $P(\Delta, \lambda)$ от равномерной в (3) может привести к слабому отклонению $\alpha_1(\omega, T)$ на плато от линейной зависимости от ω.

---

[1] По-видимому, зависимость теплоемкости (теплопроводности) стекла от T при $T \lesssim 1$ K может быть несколько ближе к эмпирической $T^{1+\alpha}$, $0 \lesssim \alpha \ll 1$ ($T^{2-\gamma}$, $0 \lesssim \gamma \ll 1$) при подобной $P(\Delta, \lambda)$, чем при $P(\Delta, \lambda)=\mathrm{const}$ (см. [10]).

3. При рассмотрении релаксационных процессов в мягких АДП [9, 10] в согласии с теорией квантовой диффузии [11] можно полагать, что

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} \exp(-2\Lambda) \equiv \tau_0^{-1} \exp(-V/\theta), \tag{4}$$

где

$\tau^{-1} = \tau_t^{-1} \backsim J^2(\lambda) \approx (\hbar\omega_0)^2 \exp(-2\lambda)$, $\Lambda \equiv \lambda$ и $\theta \equiv V/2\lambda \simeq T^*(\lambda, V)$ при $T < T^*(\lambda, V)$

или

$\tau_0^{-1} = \tau_{0a}^{-1} \sim \omega_0 \approx w/\hbar$, $2\Lambda \equiv V/T$ и $\theta = T$ при $T > T^*(\lambda, V) \approx (V\hbar^2/2Ml^2)^{1/2}$,
$\lambda = \varkappa (2MVl^2/\hbar^2)^{1/2} \gg 1$, $\varkappa \approx 1$ (для τ_{0t}^{-1} см. [1, 2, 5]).

В модели мягких конфигураций [9, 10] характерное значение V_c для высоты барьера V имеет масштаб 0.1 эВ ($\sim A(\zeta_0\gamma_L)^2$ при $A \sim 30$ эВ, $\zeta_0^2 \sim 30$, $\gamma_L \sim 10^{-2}$ [9]), а для межъямного расстояния l : $l_c = \gamma_c a_0$, $\gamma_c \approx 1/3$ ($a_0 \approx 1$ Å). При этом и при актуальных массах туннелирующих частиц $M \approx 10^{-22} \div 10^{-21}$ г для $T^*(\lambda, V)$ характерное значение $T^* \approx 10 \div 30$ К $\approx w$ и фактически $T^* \approx T_l$. Здесь w — характерная энергия нулевых колебаний в мягкой потенциальной яме (с упругой энергией $\leqslant A$), масштаб которой $\approx 10 \div 30$ К универсален для стекол. Таким образом, единый релаксационный процесс в мягких АДП имеет туннельный или надбарьерный характер при $T < T^* \approx w$ или $T > T^*$. Для рассматриваемой надбарьерной релаксации при $T > T^*$ $\tilde{P}_1(\mathscr{E}, \tau)$ определяется плотностью распределения $\tilde{P}(\Delta, V)$, если учесть соотношения (4) (и использовать адекватную аппроксимацию $\mathscr{E} \to 2\Delta$). Учитывая узость распределения для l (см. также [12]), можно полагать, что $V = V_a\lambda^2$ при $V_a \approx \varepsilon_0 a_0^2/\varkappa^2 l_c^2 = \mathrm{const} \approx 10\varepsilon_0 \approx 1 \div 10$ К, $\varepsilon_0 \equiv \hbar^2/2Ma_0^2$. При этом и при $V_{\min} \leqslant V < V_{\max} = V_a\lambda_{\max}^2$

$$\tilde{P}(\Delta, V) \approx (P_0/2V_a) \exp\left[-\frac{V_1}{V+V_0}\right](V_a/V)^{1/2}\left(\frac{V_a}{V+V_2}\right)^{3/2}, \tag{5}$$

$$\tilde{P}(\Delta, V)\,d\Delta dV = P(\Delta, \lambda)\,d\Delta d\lambda, \quad V_j = V_a\lambda_j^2\ (j = 0, 1, 2), \quad V_{\min} = V_a\lambda_{\min}^2 < \bar{V} \equiv \max\{V_0, V_1\} < V_2$$

($V_{\min} \approx 10^2$К при $\varepsilon_0 \approx 1$ К и $\lambda_{\min}^2 \approx 10$; скорее $V_0 < V_1$) и $\tilde{P}(\Delta, V) \backsim V^{-1/2}$ при $\bar{V} \leqslant V \leqslant V_2$. Как обычно в таких ситуациях (см. [13]), когда распределение $\tilde{P}_1(\mathscr{E}, \tau)$ для τ очень широко при (4) и (5), в соотношении

$$\alpha_1(\omega, T) \backsim \frac{\omega}{T}\int_0^\infty\!\!\int \frac{d\Delta dV}{\mathrm{ch}^2(\Delta/T)}\,\frac{\omega\tau_{0a}\exp(V/T)}{1+\omega^2\tau_{0a}^2\exp(2V/T)}\,2T\tilde{P}(\Delta, V), \tag{6}$$

вытекающем из (1) и (2), определяющий вклад вносят

$$V = V_\omega = 2T\Lambda_\omega \equiv T\ln(1/\omega\tau_{0a}),$$

для которых

$$\omega\tau_{0a}\exp(V_\omega/T) = 1 \quad \text{при} \quad \omega\tau(1+\omega^2\tau^2)^{-1} \to \delta(\Lambda - \Lambda_\omega) = 2T\delta(V - V_\omega),$$
$$\tau_{0a}^{-1} \approx \omega_0[1 + c_0\exp(-2\Delta/T)] \sim \omega_0.$$

Это верно, коль скоро $\omega\tau_{0a} \leqslant 1$, т. е. $\omega \leqslant w/\hbar \approx 10^{12}$/с. В результате при $T > T^* \approx 10 \div 30$ К и $\omega \leqslant 10^{12}$/с

$$\alpha_1(\omega, T) \backsim \frac{\omega\psi(T)}{\ln(1/\omega\tau_{0a})}, \quad \psi(T) = \left(\frac{T}{W_a}\right)^{1/2}\left(\frac{W_a}{T+W_2}\right)^{\beta/2}\exp\left[-\frac{W_1}{T+W_0}\right], \tag{7}$$

где

$$W_j = V_j\Big/\ln\left(\frac{1}{\omega\tau_{0a}}\right) \leqslant V_j, \quad \beta \equiv \beta_{\mathrm{I}} = 4/3 \quad \text{или} \quad \beta \equiv \beta_{\mathrm{II}} = 2/3$$

для двух типов (поведения) стекол, которые следует различать.

Для стекол с $\beta = \beta_{\mathrm{I}}$ (> 1), $\alpha_1(\omega, T)$ при $\omega \leqslant \tau_{0a}^{-1} \approx 10^{12}$/с имеем максимум при $T = T_m \simeq c_1(W_2 + 2W_1)$, $c_1 \simeq 3$, коль скоро $T^* < T_m < W_{\mathrm{mex}}$. При этом рост от «туннельного» плато ($T < T^*$) к максимуму с ростом T при $T > T^*$ происходит довольно быстро — почти активационно при $W_0 <$

$< T < W_1$ (или несколько слабее в альтернативном случае, если он актуален). Спад после максимума, однако, весьма медленен. Поэтому существует широкая асимметричная полоса около T_m с платообразным участком при $T_m < T$ ($\leqslant T_u$). В отличие от T_L (ω) T_m логарифмически слабо зависит от ω в актуальном интервале 10^3 с$^{-1} \leqslant \omega \leqslant (10^9-10^{10})$ с$^{-1}$, в котором $W_j \approx (0.1-0.05)\ V_j$ и $W_2 \approx (0.5-3)\ w \approx 10 \div 100$ К $\sim 10W_1$ при реалистических $V_2 \approx (10-10^2)\ w$, $\lambda_2^2 \sim 10^2 \leqslant \lambda^2_{\max} \approx 10^2 \div 10^3$ и $V_1 \approx (1-10)\ w$. При этом T_m лежит между $T_m \approx 30$ К и $T_m \sim 100$ К и

$$Q_0 = \frac{\alpha_1(\omega\,|\,T = T_m > T^*)}{\alpha_1(\omega\,|\,\text{плато при } T < T^*)} \simeq \frac{\lambda_2^{4/3}\psi(T_m)}{\ln(1/\omega\tau_{0a})} \geqslant 1 \quad \text{при} \quad \psi(T_m) \approx 1, \tag{8}$$

в частности, $Q_0 \simeq 2$ при $\ln(1/\omega\tau_{0a}) \simeq 10\psi(T_m)$ и $\lambda_2 \simeq 20$ (см. [1, 3]). В случае, когда $Q_0 \simeq 1$, «туннельное» плато как бы продолжается и при $T > T^*$, вплоть до верхней границы T_u рассматриваемой области (и не исключен слабый спад при $T \sim T^*$). Если же было бы $T_m \leqslant T^*$, то полоса с максимумом отсутствовала бы и имел бы место лишь слабый спад α_1 с ростом T ($> T^*$). Наконец, если $T_m > T_u$ ($\sim 10^2$ К), то при $T^* < T < T_u$ поведение α_1 (ω, T) с ростом T определяется заметным ростом (реально скорее $T_m > T^*$; см. оценки выше).

Для рассматриваемых стекол $\alpha_1(\omega, T) \propto \omega^s$, $s \simeq 1$, $\omega \leqslant \omega^* \equiv \omega_L(T^*) \approx \approx \omega_L(T_l) \approx 10^9 \div 10^{10}$ с$^{-1}$ ($\ll \tau_{0a}^{-1}$) при не очень высоких T в области $T^* < T \leqslant T_u$, когда для поглощающих систем имеет место как $\omega\tau < 1$, так и $\omega\tau > 1$. Однако при достаточно высоких $T > \{T_m;\ \gamma_0 T^*\}$ ($\gamma_0 \approx 2 \div 3$) и $\gamma_0 T^* \leqslant T_u$, практически $\omega\tau < 1$, так что $s \simeq 2$, $\omega^2\tau(1+\omega^2\tau^2)^{-1} \simeq \omega^2\tau$ (возможно, на высокотемпературном хвосте максимума). Для стекол типа (II) (поскольку они существуют) с ростом T максимум α_1 (ω, T) при $\omega \ll \tau_{0a}^{-1}$ не ожидается, но скорее ожидается рост как при $\bar{W} < T < W_2$, так и более медленный при $T \geqslant W_2$ в области $T^* < T \leqslant T_u$.

Во всех рассматриваемых ситуациях поведение α_1 (ω, T) с ростом T заметно отличается от такового при $\bar{P}(\Delta, V) \approx \text{const}$ [14], $\bar{P}(\Delta, V)^n \propto V^n \exp(-V/V_0)$ ($n=0$, 1, 2) [6, 7] или гауссовой $\bar{P}(\Delta, V)$ по V [7, 8].

В целом поведение α_1 (ω, T) при $T > T^* \approx 10 \div 30$ К определяется при $\omega\tau_{0a} \ll 1$ и $\omega\tau \gtrless 1$ не столько конкретным механизмом релаксации, сколько надбарьерным ее характером и видом $\bar{P}(\Delta, V)$ при $V = V_\omega = T\ln(1/\omega\tau_{0a})$, $V_{\min} < V_\omega < V_{\max}$.

4. Вклад мягких ангармонических колебательных возбуждений, для которых характерны малые времена релаксации $\tau^{-1}(\mathcal{E}) \sim \Phi_0\omega_D(\mathcal{E}/\hbar\omega_D)^3 \times \operatorname{cth}(\mathcal{E}/2T) \sim 10^{-2}\omega_D \sim 10^{-1}w/\hbar \sim 10^{11}$ с$^{-1}$ ($\gg \omega^* \approx 10^9 \div 10^{10}$ с$^{-1}$) при типичных $\Phi_0 \sim 10$ и $\mathcal{E} \approx w$ ($T \leqslant T_u$) в коэффициент $\alpha^{(\mathrm{rel})}(\omega, T)$ (см. (1) и (2)), определяется соотношением

$$\alpha_2(\omega, T) \propto \int\limits_0^\infty d\mathcal{E}\, n_2(\mathcal{E}) \frac{\omega^2\tau(\mathcal{E})}{[1+\omega^2\tau^2(\mathcal{E})]\,T\operatorname{ch}^2(\mathcal{E}/2T)}. \tag{9}$$

Для стекол типа (I) плотность состояний $n_2^{(\mathrm{I})}(\mathcal{E})$ этих возбуждений имеет широкий «горб» около $\mathcal{E} \approx w$ с шириной $\delta \leqslant w$ [9, 10]. При $T > T^* \approx \approx w$ $\alpha_2^{(\mathrm{I})}(\omega, T)$ отвечает полосе с шириной $\delta_0 \approx \max\{\delta;\ \hbar\tau^{-1}(w)\} \leqslant w$ около $\omega \approx \tau^{-1}(w) \sim 0.1w/\hbar$, определяемой «неоднородным» уширением дебаевского пика (при $\omega\tau(\mathcal{E}) \approx 1$) в полосе «горба» для $n_2^{(\mathrm{I})}(\mathcal{E})$. (Поведение $\alpha_2^{(\mathrm{II})}(\omega, T)$ может отличаться от рассматриваемого).

5. В результате можно полагать, что при $T > T^* \approx 10 \div 30$ К и 10^{-3} с$^{-1} \leqslant \omega \leqslant 10^{10} \div 10^9$ с$^{-1}$ поведение $\alpha(\omega, T)$ определяется вкладом надбарьерной релаксации в мягких АДП, тогда как для более высоких 10^{10} с$^{-1} < \omega \leqslant 10^{11}$ с$^{-1}$ определяющим при $T > T^*$ является вклад (9), который, конечно, несуществен в области $T \leqslant T^*$ доминирования туннельной релаксации в АДП [1, 2]. В целом же при $\omega \leqslant 10^{10} \div 10^{11}$/с и $T > T^*$ $\alpha(\omega, T)$ определяется релаксационными процессами, тогда как при 10^{11}/с $< \omega \leqslant \omega/\hbar$ заметный вклад вносит и резонансное ($\alpha_2^{\mathrm{res}}(\omega, T)$)

поглощение (рассеяние) фононов (фотонов) на мягких колебательных возбуждениях ($\mathcal{E} \approx w$). Иначе говоря,[2] при $T > T^*$

$$\alpha(\omega, T) \simeq \begin{cases} \alpha_1(\omega, T) & \text{при} \quad \omega \leqslant \omega^*, \\ \alpha_2(\omega, T) + \alpha_2^{(\text{res})}(\omega, T) & \text{при} \quad \omega^* < \omega \leqslant w/\hbar. \end{cases} \tag{10}$$

При этом скорее $\alpha(\omega, T) \simeq \alpha_2^{(\text{res})}(\omega, T)$ при $\omega \approx w/\hbar \approx 10^{12}$/с (см. [14]), тогда как при более низких ω (10^9—10^{10}/с $< \omega \leqslant 10^{11}$/с) можно ожидать, что $\alpha(\omega, T) \simeq \alpha_2(\omega, T)$. Все это справедливо при $T > T^* \approx 10 \div 30$ K и вместе с тем при $T \leqslant T_u \sim 10^2$ K ($< \hbar\omega_b$), при которых другие релаксационные механизмы, определяемые другими возбуждениями, в том числе ангармонизмами гармонических колебаний («фононов») с более высокой $\mathcal{E} \gg w \approx 10 \div 30$ K, еще не существенны (см., например, [1, 7]).

Описанный характер $\alpha(\omega, T) \simeq \alpha_1(\omega, T)$ при $T^* < T \leqslant T_u$ и $\omega \leqslant \omega^*$ качественно согласуется с экспериментальным поведением $\alpha(\omega, T)$ при 10 K $\leqslant T \leqslant 10^2$ K и $\omega \leqslant 10^9 \div 10^{10}$/с (по-видимому, скорее, чем соотношения из [6–8, 15]). При подобном сопоставлении можно было бы, в частности, определить тип конкретного стекла, (I) или (II) (эти и другие опытные данные свидетельствуют скорее, что исследованные стекла — типа (I); см. [9, 10]). Что касается поведения $\alpha(\omega, T)$ при $T^* < T \leqslant T_u$ и 10^{10} с$^{-1} \leqslant \omega \leqslant 10^{12}$ с$^{-1}$, для сопоставления с (9) представляется полезным количественное уточнение опытных данных.

Автор признателен З. Хунклингеру за весьма информативные и стимулирующие обсуждения рассматриваемой проблемы (и за гостеприимство) во время пребывания в Институте прикладной физики Гейдельбергского университета и У. Бухенау за ознакомление с препринтом [4] и обсуждения.

Литература

[1] *Hunklinger S., Arnold W.* Physical Acoustics, 1976, vol. 12, p. 155—215.
[2] *Hunklinger S., Raychaudhury A.* Progr. Low-Temp. Phys., 1986, vol. 9, p. 267—343; *Jäckle J., Piche L., Arnold W., Hunklinger S.* J. Non-Cryst. Sol., 1976, vol. 20, N 2, p. 365—391.
[3] *Kasper G., Röhring V.* Proc. Intern. Conf. LT-17. Elsevier, 1984, p. 385—386.
[4] *Buchenau U., Zhou H., Nucker N., Phillips W. A.* Preprint «Structural Relaxation in Vitreous Silica». KFA, Julich, 1987, 12p.
[5] *Anderson P. W., Halperin B., Varma C.* Phil. Mag., 1972, vol. 25, N 1, p. 1—12; *Phillips W. A.* Low-Temp. Phys., 1972, vol. 7, N 2, p. 351—362.
[6] *Chen H., Wu X.* Comm..Theor. Phys., 1985, vol. 3, N 3, p. 275—281.
[7] *Ng D., Sladek R.* Phys. Rev. B, 1975, vol. 11, N 10, p. 4017—4029.
[8] *Hunklinger S.* Proc. IEEE, 1974, p. 44—51.
[9] *Клингер М. И.* УФН, 1987, т. 152, № 4, с. 623—652.
[10] *Klinger M. I.* Phys. Reports, 1988.
[11] *Kagan Yu., Klinger M. I.* J. Phys. C, 1974, vol. 7, N 16, p. 2791—2807.
[12] *Kohler W., Friedrich J.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 19, p. 2199—2202.
[13] *Pollak M., Geballe T.* Phys. Rev., 1961, vol. 122, N 6, т. 1742—1748.
[14] *Клингер М. И.* Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 8, с. 489—492.
[15] *Pollak M., Pike G.* Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 28, N 22, p. 1449—1451.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
16 февраля 1988 г.

---

[2] Подобные соотношения и поведение характерны и для сечения рассеяния нейтронов (и ИК) $\sigma(\omega, T)$ в стекле при тех же ω и T.